

## ФИЗИКА МАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЙ

УДК 537.87+517.958

Б.А. БЕЛЯЕВ<sup>1,2</sup>, Н.М. БОЕВ<sup>1,2</sup>, А.В. ИЗОТОВ<sup>1,2</sup>, П.Н. СОЛОВЬЕВ<sup>1,2</sup>, В.В. ТЮРНЕВ<sup>1,2</sup>

## ИССЛЕДОВАНИЕ ДАТЧИКА СЛАБЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА РЕЗОНАНСНОЙ МИКРОПОЛОСКОВОЙ СТРУКТУРЕ С ТОНКОЙ ФЕРРОМАГНИТНОЙ ПЛЕНКОЙ\*

Исследованы характеристики миниатюрного датчика слабых магнитных полей на резонансной микрополосковой структуре с тонкой ферромагнитной пленкой. В квазистатическом приближении рассчитана амплитудно-частотная характеристика нерегулярного микрополоскового резонатора, содержащего анизотропную магнитную пленку. Резонатор подключен к линиям передачи через емкости связи. Определены оптимальные углы направления постоянного магнитного поля смещения, обеспечивающего максимальную чувствительность датчика. Исследовано влияние угловой и амплитудной дисперсии одноосной магнитной анизотропии тонкой пленки на характеристики датчика. Закономерности, полученные в результате исследований, качественно согласуются с экспериментальными результатами.

**Ключевые слова:** микрополосковый резонатор, тонкая магнитная пленка, амплитудно-частотная характеристика, датчик слабых магнитных полей, добротность, матрица рассеяния, магнитометр.

## Введение

Разработка высокочувствительных датчиков слабых магнитных полей является важной научно-технической задачей. Такие устройства широко используются в геологоразведке [1, 2], в космическом мониторинге [3, 4] и в других прикладных и научных задачах [5, 6], где требуется точное измерение параметров магнитных полей. Известно множество технических решений, использующих различные физические явления, позволяющие создавать датчики магнитного поля с высокой пороговой чувствительностью [7]. Рекордно высокой пороговой чувствительностью, достигающей  $\sim 10^{-15}$  Тл, обладают СКВИД-магнитометры [8] и сравнимые с ними по чувствительности квантовые датчики с оптической накачкой [9, 10]. Но столь высокая чувствительность достигается только в конструктивно сложных, крупногабаритных и дорогих установках, а СКВИД-магнитометры, как известно, требуют еще и криогенных температур. Поэтому такие датчики редко используются для магнитометрических измерений в полевых условиях, где широкое распространение получили феррозондовые (магнитомодуляционные) датчики магнитного поля [7, 11]. Хотя их чувствительность значительно ниже чувствительности квантовых магнитометров, как правило, она не превышает  $\sim 10^{-10}$  Тл, но эти датчики компактны, просты в обращении и устойчивы к внешним воздействиям. Важно отметить, что верхняя граница полосы рабочих частот феррозондовых датчиков составляет всего несколько килогерц. Это связано с низкой скоростью перемагничивания сердечника датчика, а также с экранированием измеряемых переменных магнитных полей обмотками катушек возбуждения и детектирования. Однако в ряде применений, например в импульсной электроразведке с искусственным возбуждением среды, необходимы магнитометры с полосой рабочих частот, по крайней мере, в десятки килогерц [12].

Для этих целей перспективным является магнитометр слабых квазистационарных и высокочастотных магнитных полей, чувствительным элементом в котором служит тонкая магнитная пленка (ТМП), обладающая одноосной магнитной анизотропией, помещенная в резонансную микрополосковую структуру [13]. Тонкопленочный микрополосковый датчик обладает рядом преимуществ по сравнению с другими датчиками: он миниатюрен и экономичен в энергопотреблении, при этом имеет высокую чувствительность, достигающую  $10^{-12}$  Тл в широком частотном диапазоне измеряемых магнитных полей ( $10^{-2}$ – $10^5$  Гц).

Однако для исследования возможности улучшения параметров разработанного в [13] микрополоскового датчика необходимо провести математический анализ его физической модели. Это позволит теоретически изучить закономерности поведения характеристик датчика при варьировании параметров как микрополосковой структуры, так и магнитной пленки. Очевидно, что на осно-

\* Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ, проект № RFMEFI60417X0179.

ве полученных закономерностей можно будет оптимизировать конструкцию датчика для достижения в нем предельно высоких характеристик.

В настоящей работе разработана модель резонансного микрополоскового датчика, в основе которой лежит квазистатический расчет электромагнитных волн, распространяющихся в планарной микрополосковой линии с тонкой магнитной пленкой [14]. Проведен численный анализ разработанной модели, который позволил установить некоторые закономерности, в частности, поведения коэффициента преобразования датчика при изменении величины и направления постоянного поля смещения.

### 1. Модель микрополоскового датчика слабых магнитных полей

Моделируемый датчик построен на микрополосковом нерегулярном четвертьволновом резонаторе [13]. Этот резонатор состоит из двух отрезков полосковых линий передачи (рис. 1, а). Один из них – широкий; он изготовлен на подложке с высокой относительной диэлектрической проницаемостью. Данный отрезок имеет низкое волновое сопротивление. Один его конец свободен, а второй соединен со вторым, узким, отрезком, имеющим высокое волновое сопротивление. Противоположный конец узкого проводника замкнут на экран. Тонкая магнитная пленка расположена под узким проводником в пучности высокочастотного магнитного поля. Резонатор подключается к входному и выходному портам посредством емкостной связи (рис. 1, а).

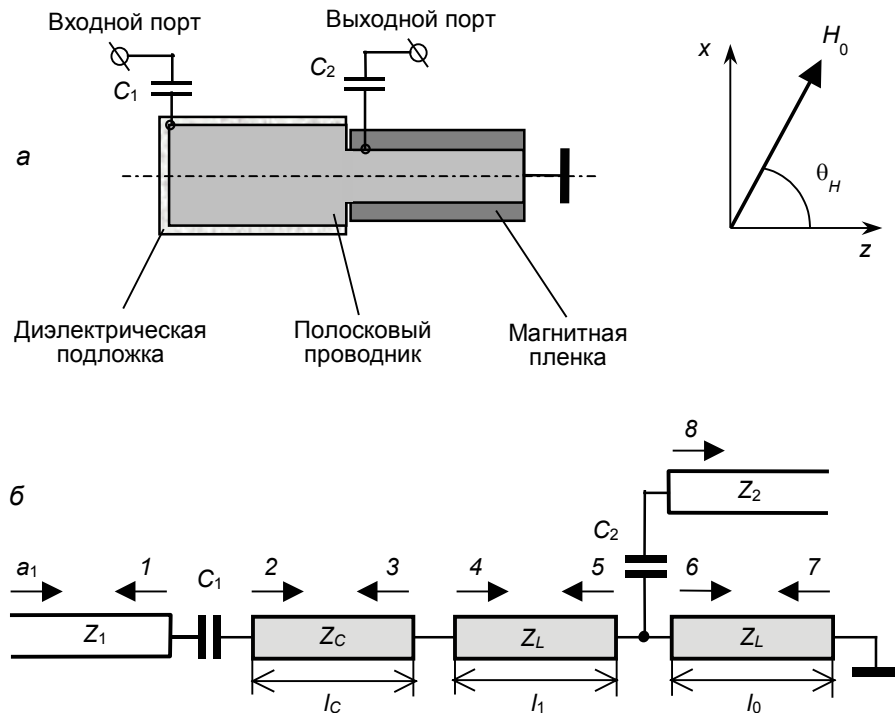


Рис. 1. Конструкция датчика на нерегулярном четвертьволновом полосковом резонаторе с тонкой магнитной пленкой (а) и его одномерная модель (б)

Для расчета рассматриваемую микрополосковую структуру можно представить в виде одномерной модели (рис. 1, б). Модель содержит отрезки микрополосковых проводников с волновыми сопротивлениями  $Z_C$  и  $Z_L$  ( $Z_C < Z_L$ ), при этом подключение микрополоскового резонатора к входному и выходному портам с волновыми сопротивлениями  $Z_1$  и  $Z_2$  осуществляется через емкости связи  $C_1$  и  $C_2$ . Отрезок низкоомной линии передачи имеет длину полоскового проводника  $l_C$  и его ширину  $w_C$ . Отрезок высокоомной полосковой линии передачи имеет ширину  $w_L$ , при этом он разделен точкой подключения выходного порта на два отрезка с длинами  $l_1$  и  $l_0$ . Цифры на схеме нумеруют амплитуды падающих и отраженных волн на регулярных участках резонатора, а также во входной и выходной линиях передачи, возбуждаемых первичной падающей волной  $a_1$  на входной порт. Стрелки указывают направление распространения этих волн.

Расчет частотной характеристики рассматриваемой микрополосковой структуры будем проводить в рамках одномерной модели, в которой набег фазы колебаний происходит только вдоль полосковых проводников [15]. В явном виде учитываются только бегущие волны основного типа.

Их амплитуды находятся из решения уравнений Кирхгофа, записанных для всех узловых точек схемы. Влияние волн высшего типа, локализующихся на нерегулярностях, моделируется введением эффективных концевых емкостей. Наличие емкости разомкнутого конца отрезка низкоомной линии учитывается эффективным удлинением ее полоскового проводника на величину  $\Delta l$ , которую можно вычислить по приближенной формуле [16]

$$\Delta l = 0.412 h_d \left( \frac{\epsilon_{re} + 0.3}{\epsilon_{re} - 0.258} \right) \left( \frac{w/h_d + 0.264}{w/h_d + 0.8} \right), \quad (1)$$

где  $h_d$  – толщина диэлектрической подложки полосковой линии;  $w$  – ширина ее проводника;  $\epsilon_{re} = c^2 L_C C_C$  – эффективная относительная диэлектрическая проницаемость подложки ( $L_C$  – погонная индуктивность,  $C_C$  – погонная емкость микрополосковой линии,  $c$  – скорость света).

Пусть на входной порт резонатора падает волна единичной мощности с круговой частотой  $\omega$ , которой соответствует нормированная амплитуда  $a_1 = 1 \text{ Вт}^{1/2}$ . Этой нормированной амплитуде отвечают на входном порте амплитуда напряжения  $U_1$  и амплитуда тока  $I_1$ , выражаемые формулами

$$U_1 = a_1 \sqrt{Z_1}, \quad I_1 = a_1 / \sqrt{Z_1}. \quad (2)$$

Вторичные падающие и отраженные волны, образующиеся на границах соединения регулярных отрезков линий передачи, распространяются в противоположных направлениях. При этом на любом регулярном отрезке линий передачи учитывается разность фаз между падающей и отраженной волной, которая определяется электрической длиной отрезка. Например, для волн 2 и 3 (см. рис. 1) электрическая длина соответствующего отрезка равна  $k_C l_C$ , где  $k_C$  – волновое число. Для амплитуд токов  $X_j$ , где  $j$  – номер вторичной волны, запишем систему линейных уравнений, выражающих непрерывность напряжений и токов на всех узловых точках расчетной схемы:

$$\begin{aligned} Z_1^{-1/2} - X_1 &= X_2 - X_3 \exp(ik_C l_C), \\ Z_1^{1/2} + Z_1 X_1 &= Z_C X_2 + Z_C X_3 \exp(ik_C l_C) + \frac{i}{\omega C_1} (Z_1^{-1/2} - X_1), \\ X_2 \exp(ik_C l_C) - X_3 &= X_4 - X_5 \exp(ik_L l_1), \\ Z_C X_2 \exp(ik_C l_C) + Z_C X_3 &= Z_L X_4 + Z_L X_5 \exp(ik_L l_1), \\ X_4 \exp(ik_L l_1) - X_5 &= X_8 + X_6 - X_7 \exp(ik_L l_0), \\ Z_L X_4 \exp(ik_L l_1) + Z_L X_5 &= Z_L X_6 + Z_L X_7 \exp(ik_L l_0), \\ Z_L X_4 \exp(ik_L l_1) + Z_L X_5 &= Z_2 X_8 + \frac{i}{\omega C_2} X_8, \\ Z_L X_6 \exp(ik_L l_0) + Z_L X_7 &= 0, \end{aligned} \quad (3)$$

где волновые числа отрезков полосковых линий определяются выражениями

$$k_C = \omega L_C C_C, \quad k_L = \omega L_L C_L, \quad (4)$$

а их волновые сопротивления – выражениями

$$Z_C = \sqrt{L_C / C_C}, \quad Z_L = \sqrt{L_L / C_L}. \quad (5)$$

Численно решив данную систему линейных уравнений, можно найти все неизвестные токи  $X_j$ . Расчет погонных емкостей и индуктивностей микрополосковых линий передачи выполнялся в квазистатическом приближении. Детали такого расчета описаны в [15], а его обобщение на случай наличия ферромагнитной пленки с одноосной магнитной анизотропией сделано в [14]. В расчете предполагалось, что полосковый проводник резонатора направлен вдоль оси  $z$ , а магнитная пленка находится в однодоменном состоянии и намагничена под углом  $\theta_M$  к оси  $z$  (рис. 2). Одноосную магнитную анизотропию в плоскости пленки мы характеризуем полем анизотропии  $H_k$  и углом направления оси легкого намагничивания  $\theta_k$ . Магнитная пленка находится в постоянном подмагничивающем поле  $H_0$  и в измеряемом поле сигнала  $h_s$ , направленных в плоскости пленки под углами  $\theta_H$  и  $\theta_s$  к оси  $z$  соответственно.

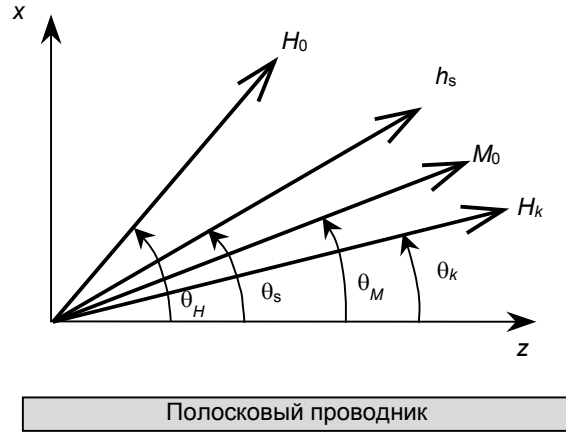


Рис. 2. Модель магнитной пленки с одноосной анизотропией в плоскости

Выражение, определяющее направление вектора равновесной намагниченности, имеет вид

$$\theta_M = \arctg \left( \frac{H_0 \sin \theta_H + h_s \sin \theta_s + H_k \cos(\theta_M - \theta_k) \sin \theta_k}{H_0 \cos \theta_H + h_s \cos \theta_s + H_k \cos(\theta_M - \theta_k) \cos \theta_k} \right). \quad (6)$$

Для рассмотренной модели магнитная проницаемость пленки определяется выражением [14]

$$\mu_{\perp} = \frac{(\Omega_1 + \Omega_M)(\Omega_2 + \Omega_M) - \omega^2}{\Omega_1(\Omega_2 + \Omega_M) - \omega^2}, \quad (7)$$

$$\Omega_1 = \gamma [H_0 \cos(\theta_H - \theta_M) + h_s \cos(\theta_s - \theta_M) + H_k \cos 2(\theta_k - \theta_M)] - i\alpha\omega,$$

$$\Omega_2 = \gamma [H_0 \cos(\theta_H - \theta_M) + h_s \cos(\theta_s - \theta_M) + H_k \cos^2(\theta_k - \theta_M)] - i\alpha\omega,$$

$$\Omega_M = \gamma 4\pi M,$$

где  $\gamma$  – гиромагнитное отношение;  $\alpha$  – параметр затухания;  $M$  – намагниченность насыщения. Следует отметить, что выражения (6) и (7) получаются решением уравнения Ландау – Лифшица [17].

Для рассматриваемой микрополосковой конструкции (см. рис. 1) формула для вычисления погонной индуктивности ее проводников имеет вид [14]

$$L = \frac{\mu_0}{\pi} \sum_{l, m=0}^{\infty} A_m^H A_l^H w_{ml}^H, \quad (8)$$

где  $\mu_0$  – магнитная проницаемость вакуума;  $A_m^H$  – коэффициенты разложения тока на полосковом проводнике по многочленам Чебышева;  $w_{ml}^H$  – элементы магнитно-полевой матрицы интегралов. Данная матрица определяется выражением

$$w_{ml}^H = (-1)^{m-l} \int_{\beta=0}^{\infty} \psi(\beta) J_{2m} \left( \frac{\beta w}{2} \right) J_{2l} \left( \frac{\beta w}{2} \right) d\beta, \quad (9)$$

где  $J_m(\beta w/2)$  – функция Бесселя первого рода  $m$ -го порядка ( $m, l = 0, 1, 2, \dots$ );  $w$  – ширина микрополоскового проводника;  $\psi(\beta)$  – магнитно-полевая функция вещественного аргумента  $\beta$ , возникающая при нахождении фурье-трансформанты векторного потенциала магнитного поля на уровне полосковых проводников. Магнитно-полевая функция определяется формулой

$$\psi(\beta) = \frac{\text{sh}(|\beta| h_d) / |\beta| + C_m \text{ch}(|\beta| h_d)}{(1 + C_m |\beta| \exp(|\beta| h_d))}, \quad (10)$$

где  $h_d$  – толщина диэлектрической подложки тонкой магнитной пленки.

Входящий в формулу (10) комплексный параметр  $C_m$  является единственным параметром, который полностью описывает влияние тонкой магнитной пленки на распространение квазипоперечных электромагнитных волн в микрополосковой линии [14]:

$$C_m = h_m \left[ \frac{\operatorname{tg}(k_{\parallel} h_m)}{k_{\parallel} h_m} \sin^2 \theta_M + \frac{\mu_{\perp} \operatorname{tg}(k_{\perp} h_m)}{k_{\perp} h_m} \cos^2 \theta_M \right], \quad (11)$$

$$k_{\parallel} = \sqrt{i \omega \sigma \mu_0}, \quad k_{\perp} = k_{\parallel} \sqrt{\mu_{\perp}}.$$

Здесь  $h_m$  – толщина магнитной пленки,  $\sigma$  – ее проводимость;  $k_{\parallel}$  и  $k_{\perp}$  – волновые векторы волн в пленке, магнитные поля которых направлены соответственно параллельно и ортогонально равновесной намагниченности.

В то же время погонная емкость полосковых отрезков микрополосковой структуры определяется выражением

$$C = \pi \varepsilon_0 \left/ \sum_{l,m=0}^{\infty} w_{ml}^E A_m^E A_l^E \right., \quad (12)$$

где  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума;  $A_m^E$  – коэффициенты разложения заряда на полосковом проводнике по многочленам Чебышева;  $w_{ml}^E$  – элементы электрополевого матрицы интегралов.

Элементы матрицы рассеяния рассматриваемого резонатора, являющегося взаимным четырехполюсником, связаны с амплитудами токов  $X_1$  и  $X_8$  формулами

$$\begin{aligned} S_{11} &= X_1 \sqrt{Z_1}, \\ S_{21} &= X_8 \sqrt{Z_2}, \end{aligned} \quad (13)$$

а  $|S_{21}|^2$  – коэффициент прохождения, или, другими словами, амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) рассмотренной структуры. Поэтому величина  $\Delta|S_{21}|^2$ , равная разности значений  $|S_{21}|^2$ , рассчитанных при фиксированной частоте накачки для двух различных магнитных полей сигнала  $h_s$ , позволяет определить коэффициент преобразования датчика  $K$ , разделив эту разность на величину измеряемого сигнала  $h_s$ .

## 2. Результаты исследований микрополоскового датчика слабых магнитных полей

Рассчитаем сначала АЧХ микрополоскового датчика с тонкой магнитной пленкой. Для возможности сравнения результатов представленного расчета с экспериментальными результатами исследований реального датчика, описанного в работе [13], параметры разработанной модели исследуемой микрополосковой структуры были взяты близкими к конструктивным параметрам исследованного в [13] датчика. Длина и ширина полоскового проводника низкоомного отрезка микрополосковой линии (см. рис. 1) составляли  $l_C = 5$  мм и  $w_C = 4$  мм, толщина подложки  $h_{d1} = 0.5$  мм, ее относительная диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon_{d1} = 80$ . Длина и ширина полоскового проводника высокоомного отрезка полосковой линии составляли  $l_1 = 0.4$  мм,  $l_0 = 5.6$  мм,  $w_L = 0.5$  мм. В качестве магнитной пленки была выбрана пленка из пермаллоя ( $\text{Ni}_{75}\text{Fe}_{25}$ ), осажденная на диэлектрическую подложку толщиной  $h_{d2} = 0.5$  мм с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_{d2} = 8.5$ . Пленка обладает одноосной магнитной анизотропией и имеет следующие параметры: намагниченность насыщения  $M = 1100$  Гс, поле анизотропии  $H_k = 8$  Э, параметр затухания  $\alpha = 0.01$ , проводимость  $\sigma = 2.5 \cdot 10^6$  Ом<sup>-1</sup>·м<sup>-1</sup> и толщина пленки  $h_m = 0.15$  мкм. Волновые сопротивления входного и выходного портов  $Z_1 = 50$  Ом и  $Z_2 = 10$  Ом. В результате рассчитанная резонансная частота рассмотренной микрополосковой структуры в отсутствие магнитной пленки  $f_0 = 0.48$  ГГц совпала с резонансной частотой датчика, исследованного в [13] при величине емкостей связи на входе и выходе  $C_1 = 4$  пФ и  $C_2 = 9.3$  пФ.

На рис. 3 показаны нормированные АЧХ резонатора, построенные при постоянном подмагничивающем поле  $H_0 = 9.6$  Э, но для нескольких различных углов  $\theta_H$  его ориентации. Ось легкого намагничивания пленки была установлена параллельно полосковому проводнику, т.е.  $\theta_k = 0^\circ$ . Видно, что максимальная добротность, как и максимальное прохождение СВЧ-мощности на резонансной частоте, наблюдается при  $\theta_H = 90^\circ$ , когда отсутствует взаимодействие магнитного момента пленки с высокочастотным полем накачки, так как в этом случае они ориентированы параллельно друг другу. При ориентации магнитного момента ортогонально направлению поля накачки  $\theta_H = 0^\circ$  (кривая 4) наблюдается максимальное понижение резонансной частоты за счет увеличения магнитной проницаемости пленки, однако добротность резонатора остается сравнительно высо-

кой. Наибольшее уменьшение добротности наблюдается при  $\theta_H = 85^\circ$ , когда сказываются потери, связанные с ферромагнитным резонансом в пленке.

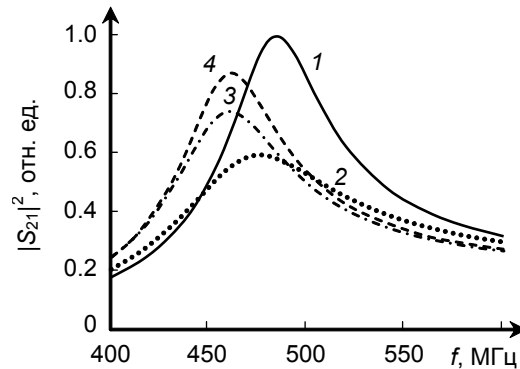


Рис. 3. АЧХ микрополоскового датчика для различных углов ориентации подмагничивающего поля  $H_0 = 9.6$  Э:  $\theta_H = 90^\circ$  (кр. 1);  $85^\circ$  – (кр. 2);  $70^\circ$  (кр. 3);  $0^\circ$  (кр. 4)

Для определения коэффициента преобразования исследуемого датчика направим магнитное поле сигнала  $h_s$  вдоль проводника ( $\theta_s = 0^\circ$ ). На рис. 4 представлена зависимость нормированного на максимальную величину коэффициента преобразования от постоянного подмагничивающего поля  $H_0$ , приложенного под углом  $\theta_H = 90.5^\circ$ . Видно, что положение максимума коэффициента преобразования соответствует полю анизотропии пленки  $H_k = 8$  Э, и это хорошо согласуется с установленным экспериментально фактом в [13]. Важно отметить [13], что для уменьшения шумов в реальном датчике смещающее магнитное поле должно быть больше поля анизотропии примерно на 20 %.

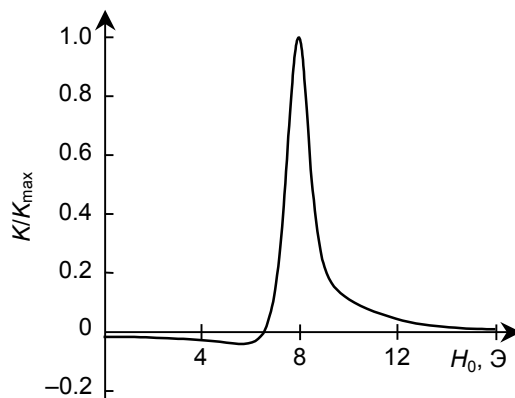


Рис. 4. Зависимость коэффициента преобразования от величины поля подмагничивания  $H_0$  для  $\theta_H = 90.5^\circ$

Поведение АЧХ, представленных на рис. 3, позволяет предположить, что под действием измеряемого магнитного поля  $h_s$  изменение магнитной проницаемости тонкой пленки приведет к одновременному сдвигу резонансной частоты и изменению добротности резонатора. Поэтому коэффициент преобразования датчика будет существенно зависеть от выбранной частоты накачки.

На рис. 5 (кривая 1) представлена зависимость нормированного на максимальную величину коэффициента преобразования датчика  $K/K_{\max}$ , построенная от угла направления поля подмагничивания  $\theta_H$ , при его величине  $H_0 = 10$  Э и частоте накачки  $f = 510$  МГц. Видно, что на зависимости существуют два ярко выраженных экстремума при определенных углах направления подмагничивающего поля. Этот результат также хорошо согласуется с результатами измерений микрополоскового датчика слабых магнитных полей, представленными в работе [13].

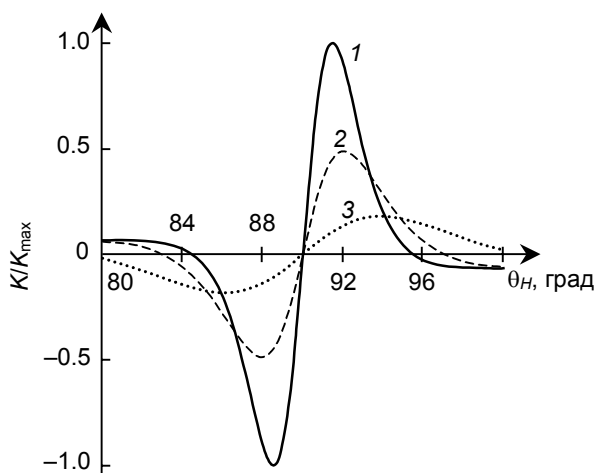


Рис. 5. Зависимости нормированных коэффициентов преобразования микрополоскового датчика от угла направления поля подмагничивания, построенные при  $H_0 = 10$  Э для различных значений угловой дисперсии одноосной магнитной анизотропии  $\delta\theta_k$ : кр. 1 —  $0^\circ$ ; кр. 2 —  $2^\circ$ ; кр. 3 —  $5^\circ$

Как известно, в магнитных пленках всегда наблюдаются неоднородности магнитных характеристик по их площади, связанные с неоднородностями поверхности подложек и технологическими особенностями получения пленок [18, 19]. Представленный в работе расчет позволяет проводить исследования влияния неоднородностей магнитных параметров пленок на характеристики микрополоскового датчика. В частности, проведены исследования влияния амплитудной и угловой дисперсии поля одноосной магнитной анизотропии, характеризуемой нормальным законом распределения, на коэффициент преобразования датчика. Как и следовало ожидать, с ростом амплитудной и угловой дисперсии поля анизотропии коэффициент преобразования датчика монотонно уменьшается, причем угловая дисперсия оказывает более сильное влияние на  $K$ . Увеличение угловой дисперсии анизотропии  $\delta\theta_k$  от нуля до  $1^\circ$  уменьшает максимальное значение коэффициента преобразования более чем в 2 раза (рис. 5), а при  $\delta\theta_k = 5^\circ$  коэффициент преобразования уменьшается более чем в 5 раз. Отметим, что амплитудная дисперсия одноосной магнитной анизотропии сравнительно большой величины  $\delta H_k = 2$  Э приводит к уменьшению коэффициента преобразования меньше чем на 20 %.

### Заключение

Разработана одномерная модель миниатюрного датчика слабых магнитных полей на микрополосковой структуре с тонкой магнитной пленкой, которая дает возможность в квазистатическом приближении получить необходимые формулы для численного расчета рассмотренной конструкции. Расчет позволяет теоретически проводить исследования влияния различных конструктивных параметров датчика, в том числе и параметров магнитной пленки, на характеристики устройства. Учитывая большое количество параметров микрополосковой структуры и магнитной пленки, влияющих на характеристики датчика, такие исследования необходимы для оптимизации его конструкции с целью достижения предельно высоких характеристик.

Правомерность использования квазистатического приближения при расчете одномерной модели датчика доказывает, во-первых, совпадение резонансной частоты рассмотренной конструкции с измеренной резонансной частотой на экспериментальном образце с идентичными конструктивными параметрами [13]. Во-вторых, рассчитанная зависимость коэффициента преобразования датчика, построенная от угла направления постоянного поля подмагничивания, показывает два ярко выраженных экстремума при определенных углах, что также хорошо согласуется с результатами измерений, представленных в [13]. И наконец, в-третьих, экспериментально установленный факт в [13] о том, что максимальный коэффициент преобразования наблюдается в подмагничивающем поле, близком к полю одноосной магнитной анизотропии, подтвержден теоретически в настоящей работе.

Теоретический расчет позволил исследовать влияние угловой и амплитудной дисперсии одноосной магнитной анизотропии тонкой пленки, характеризуемой нормальным законом распределения, на характеристики датчика. Показано, что с ростом амплитудной и угловой дисперсии поля анизотропии коэффициент преобразования датчика монотонно уменьшается, причем угловая дисперсия оказывает более сильное влияние на  $K$ . Увеличение угловой дисперсии анизотропии  $\delta\theta_k$  от нуля до  $1^\circ$  уменьшает максимальное значение коэффициента преобразования более чем в 2 раза (рис. 5), а при  $\delta\theta_k = 5^\circ$  коэффициент преобразования уменьшается более чем в 5 раз. Амплитудная дисперсия одноосной магнитной анизотропии сравнительно большой величины  $\delta H_k = 2 \text{ Э}$  приводит к уменьшению коэффициента преобразования меньше чем на 20 %.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Erkan K. and Jekeli C. // J. Appl. Geophys. – 2011. – V. 74. – P. 142–150.
2. Gubbins D. // Space Sci. Rev. – 2010. – V. 155. – P. 9–27.
3. Auster H.U., Glassmeier K.H., Magnes W., and Aydogar O. // Space Sci. Rev. – 2008. – V. 141. – P. 235–264.
4. Díaz-Michelena M. // Sensors. – 2009. – V. 9. – P. 2271–2288.
5. Gaffney C. // Archaeometry. – 2008. – V. 50. – No. 2. – P. 313–336.
6. Wang T., Zhou Y., Lei C., and Luo J. // Biosens. Bioelectron. – 2017. – V. 90. – P. 418–435.
7. Grosz A., Haji-Sheikh M.J., and Mukhopadhyay S.C. High Sensitivity Magnetometers. – Switzerland: Springer, 2017.
8. Mahdia A.E., Panina L., and Mapps D. // Sensors and Actuators A. – 2003. – V. 105. – P. 271–285.
9. Budker D. and Romalis M. // Nature Phys. – 2007. – V. 3. – P. 227–234.
10. Александров Е.Б., Вершовский А.К. // УНФ. – 2009. – Т. 179. – Вып. 6. – С. 605–637.
11. Ripka P. // Sensors and Actuators A. – 1992. – V. 33. – P. 129–141.
12. Danielsena J.E., Auken E., Jorgensen F., et al. // J. Appl. Geophys. – 2003. – V. 53. – P. 181–198.
13. Бабицкий А.Н., Беляев Б.А., Боев Н.М. и др. // Приборы и техника эксперимента. – 2016. – № 3. – С. 96–104.
14. Тюрнев В.В. // Радиотехника и электроника. – 2008. – Т. 53. – № 7. – С. 858–866.
15. Тюрнев В.В. Теория цепей СВЧ. – Красноярск: ИПЦ КГТУ, 2003.
16. Гупта К., Гардж Р., Чадха Р. Машинное проектирование СВЧ-устройств. – М.: Радио и связь, 1987.
17. Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. – М.: Наука, 1973.
18. Беляев Б.А., Изотов А.В., Кипарисов С.Я., Скоморохов Г.В. // ФТТ. – 2008. – Т. 50. – Вып. 4. – С. 650–656.
19. Belyaev B.A., Izotov A.V., and Solovlev P.N. // Physica B. – 2016. – V. 481. – P. 86–90.

<sup>1</sup> Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН,  
г. Красноярск, Россия

Поступила в редакцию 25.06.18.

<sup>2</sup> Сибирский федеральный университет, г. Красноярск, Россия

**Беляев** Борис Афанасьевич, д.т.н., профессор, зав. лабораторией ИФ СО РАН, профессор каф. радиотехники СФУ, e-mail: belyaev@iph.krasn.ru;

**Боев** Никита Михайлович, ведущ. технолог ИФ СО РАН, мл. науч. сотр. СФУ, e-mail: nik88@inbox.ru;

**Изотов** Андрей Викторович, к.ф.-м.н., доцент, ст. науч. сотр. ИФ СО РАН, доцент каф. радиотехники СФУ, e-mail: iztv@mail.ru;

**Соловьев** Платон Николаевич, к.ф.-м.н., науч. сотр. ИФ СО РАН, мл. науч. сотр. СФУ, e-mail: solap@ya.ru;

**Тюрнев** Владимир Вениаминович, д.т.н., профессор, ведущ. науч. сотр. ИФ СО РАН, ст. науч. сотр. СФУ, e-mail: tyurnev@iph.krasn.ru.